

Vibrations d'un cylindre induites par détachement tourbillonnaire en régime sous-critique

Y. Jus^a, E. Longatte^a, Jean-Camille Chassaing^b, Pierre Sagaut^b

a. LaMSID-UMR EDF/CNRS n° 2832, 92141 Clamart

b. UPMC Univ Paris 06, UMR 7190, Institut Jean le Rond d'Alembert, F-75005 Paris

Résumé :

Les vibrations induites par le sillage d'un cylindre seul oscillant librement sous l'effet d'un écoulement transverse en régime sous-critique sont modélisées par Simulation des Grandes Échelles. Pour la modélisation de l'interaction du fluide avec le mouvement du corps solide, le système couplé fluide structure est résolu par une méthode itérative. La branche supérieure de réponse est particulièrement examinée pour différentes valeurs de vitesses réduites. Des comparaisons sont effectuées avec des données expérimentales de la littérature et le comportement du système est analysé en termes d'amplitude, de fréquence vibratoire et de portraits de phase.

Abstract :

The Vortex Induced Vibrations of a single cylinder freely oscillating in a cross-flow at subcritical regime are modeled by using Large Eddy Simulation. To deal with the interaction between the fluid and the solid body motion, the coupled fluid solid system is solved through an iterative method. The upper branch of the vibratory response is particularly considered for several reduced velocity values. Comparisons are performed with experimental data of the literature and the behavior of the system is analyzed in terms of vibration magnitude, frequency and phase plane.

Mots clefs : Interaction Fluide Structure, Vibrations induites par détachements tourbillonnaires (VIV), Simulation des Grandes Echelles

1 Introduction

Le phénomène de vibrations induites par écoulement a été très étudié ces dernières décennies, en raison de ses nombreuses applications dans différents domaines de l'industrie (offshore, génie civil, nucléaire). Il est bien connu que dans le cas d'un cylindre monté élastique avec de faibles valeurs de paramètres de masse-amortissement, trois différents types de réponse transversale ont été observés. La distinction entre les trois branches de réponses a été décrite dans la littérature [1, 2, 3]. De nombreuses simulations numériques du phénomène ont été réalisées mais peu reproduisent le modèle à trois branches obtenu à partir des expériences. La capture de la branche supérieure reste un challenge numérique. Dans le présent article, des Simulations des Grandes Échelles d'un écoulement autour d'un cylindre rigide sont réalisées en régime sous-critique pour un nombre de Reynolds de 3900. Le cylindre est libre d'osciller uniquement dans la direction transversale à l'écoulement. L'objectif est l'analyse du comportement dynamique du cylindre rigide et des contraintes exercées par le fluide suivant la direction de la portance pour une large gamme de vitesses réduites. Dans un premier temps, les méthodes numériques sont rappelées puis les résultats obtenus sont comparés à des données expérimentales issues de la littérature.

2 Méthodes numériques

Les simulations numériques sont basées sur la résolution des équations de Navier-Stokes formulées pour des écoulements incompressibles. La discrétisation s'appuie sur une formulation en volumes finis

collocalisés pour des maillages non structurés [4]. Un schéma à pas fractionnaire est utilisé pour l'intégration temporelle. La turbulence est prise en compte via une Simulation des Grandes Échelles (SGE) à l'aide d'un modèle de Smagorinsky classique ($C_s = 0.065$)¹. La résolution simultanée des systèmes qui gouvernent les dynamiques couplées du fluide et du solide au voisinage de l'interface où se produisent les échanges d'énergie requiert des formulations de conditions limites compatibles à l'interface pour les systèmes fluide et solide. Soit Γ_i l'interface fluide solide, les conditions limites doivent satisfaire la continuité des vitesses et des contraintes sur Γ_i :

$$v_i^f = \frac{Du_i^s}{Dt} \quad \text{et} \quad \sigma_{ij} n_j = T_{ij} n_j \quad \text{sur} \quad \Gamma_i \quad (1)$$

où v_i^f et $\frac{Du_i^s}{Dt}$ désignent les vitesses des interfaces modélisées au niveau des systèmes fluide et solide. Les contraintes des tenseurs fluides et solides sont représentées respectivement par σ_{ij} et T_{ij} , n_j étant la normale à l'interface orientée du solide vers le fluide. Considérant de petites amplitudes de vibrations suivant la direction transversale, la dynamique du cylindre rigide est constituée par un seul degré de liberté, régie par l'équation suivante :

$$m \ddot{y} + c \dot{y} + k y = F_y \quad (2)$$

avec y le déplacement transverse du cylindre, m la masse du cylindre, c l'amortissement structurel, k la rigidité structurelle et F_y l'action exercée par le fluide dans la direction de portance. Un schéma de Newmark est utilisé pour l'intégration temporelle.

Pour préserver la formulation eulérienne utilisée pour la résolution du système fluide et la formulation lagrangienne du système solide, une formulation Arbitraire Lagrange Euler (ALE) est utilisée pour reformuler les équations de Navier-Stokes dans un référentiel mobile sur une grille mobile. En première approximation, la loi de conservation géométrique est vérifiée (GCL) [5] et une formulation elliptique est choisie pour la dynamique de maillage [6]. L'hypothèse de commutation entre le filtre de la SGE et les opérateurs de dérivation est généralement considérée valide dans le cas de maillages fixes avec une taille de cellule uniforme. Dans le cas de maillages mobiles, elle devient invalide et des erreurs de commutations temporelles (ECT) peuvent apparaître. En première approximation les ECT sont négligées [7]. Enfin, un algorithme itératif, basé sur une méthode de point fixe [6, 8, 9, 10, 11], est employé à chaque pas de temps pour résoudre le système couplé fluide structure. Il s'agit d'une méthode de type prédiction-correction dans laquelle des sous-itérations sont réalisées afin de renforcer la prédiction de l'interface. Ce processus permet de réduire l'erreur induite par le décalage temporel entre les résolutions des deux sous-systèmes fluide et solide. Pour les transferts des champs au niveau de l'interface, une méthode de condensation est utilisée pour permettre la projection de données en tenant compte des changements de dimension $3D$ $1D$ entre les modèles fluide et solide [12].

3 Résultats et discussion

L'objectif principal de cette partie est l'étude numérique du comportement vibratoire d'un cylindre rigide pour de faibles paramètres masse-amortissement ($m^*\xi$), le cylindre étant contraint d'osciller dans la direction transversale à l'écoulement. Le rapport des masses est désigné par $m^* = 4m/\rho\pi D^2 L$ et l'amortissement réduit par ξ . La branche supérieure de réponse est particulièrement considérée.

3.1 Paramètres numériques

Les simulations réalisées sont effectuées pour $m^* = 1$ et $m^*\xi = 0.04$ correspondantes aux valeurs des travaux expérimentaux de Hover et al. (1998) [13]. La vitesse réduite est définie par $U^* = U_0/f_n D$ avec U_0 la vitesse de l'écoulement incident, f_n la fréquence naturelle du système et D le diamètre du cylindre. La réponse vibratoire du cylindre est analysée en termes d'amplitudes, de fréquences d'oscillations et d'échanges d'énergie. La taille du domaine de calcul est $20D \times 20D \times 4D$. La longueur du domaine en aval du cylindre est égale à $10D$. Un maillage de 32 points suivant la direction longitudinale est utilisé et comprend un nombre total de mailles égal à 2.10^6 .

¹www.code-saturne.org

Concernant les conditions limites, le champ de vitesse est uniforme en entrée et l'écoulement en amont du cylindre est laminaire. Des conditions périodiques sont utilisées suivant la direction longitudinale. En sortie, une condition de Dirichlet pour la pression et une condition de Neumann homogène pour la vitesse sont introduites. Des conditions de symétrie sont employées pour les faces supérieures et inférieures. Au niveau de la paroi du cylindre mobile, une condition de Dirichlet est imposée pour la vitesse avec le respect de la condition cinématique (equation 1). L'écoulement est en régime sous-critique à nombre de Reynolds $R_e = 3900$. Le nombre de Courant-Friedrich-Lévy est égal à 0.8. Le pas de temps correspondant est $\Delta t = 0.001D/U_0$. Les conditions initiales pour l'écoulement sont obtenus à partir d'un calcul en configuration statique.

3.2 Amplitudes et fréquences d'oscillations

Le tableau 1 regroupe les valeurs du déplacement moyen A_{moy} , basé sur la moyenne des 10 dernières périodes d'oscillations pour huit valeurs de vitesses réduites comprises dans la gamme $2 < U^* < 10$. Il contient également les valeurs maximales (A_{max}) et minimales (A_{min}) du déplacement ainsi que l'écart type évalué à partir de A_{moy} . La figure 1 (gauche) représente le déplacement adimensionné en fonction de la vitesse réduite. Les trois branches sont retrouvées. La branche supérieure est capturée dans son intégralité. L'amplitude pour $U^* = 2$ est sous-estimée. La figure 1 (droite) donne l'évolution en fonction de la vitesse réduite de la fréquence réduite (définie comme le rapport entre la fréquence d'oscillation du cylindre et la fréquence naturelle du système). Les résultats numériques concordent avec les références expérimentales dans la zone d'accrochage. Pour $U^* = 2$, la fréquence d'oscillation est également en accord.

m^*	$m^*\xi$	U^*	A_{moy}/D	A_{max}/D	A_{min}/D	Ecart type
1	0.04	2	0.081	0.121	0.052	0.019
1	0.04	3	0.380	0.416	0.352	0.33
1	0.04	4	0.794	0.892	0.663	0.052
1	0.04	5	0.795	1.01	0.639	0.056
1	0.04	5.5	0.721	0.898	0.562	0.107
1	0.04	6	0.715	1.08	0.547	0.149
1	0.04	7	0.661	0.821	0.550	0.072
1	0.04	10	0.488	0.546	0.413	0.045

TAB. 1 – Déplacement moyen, maximal et minimal pour différentes valeurs de vitesses réduites

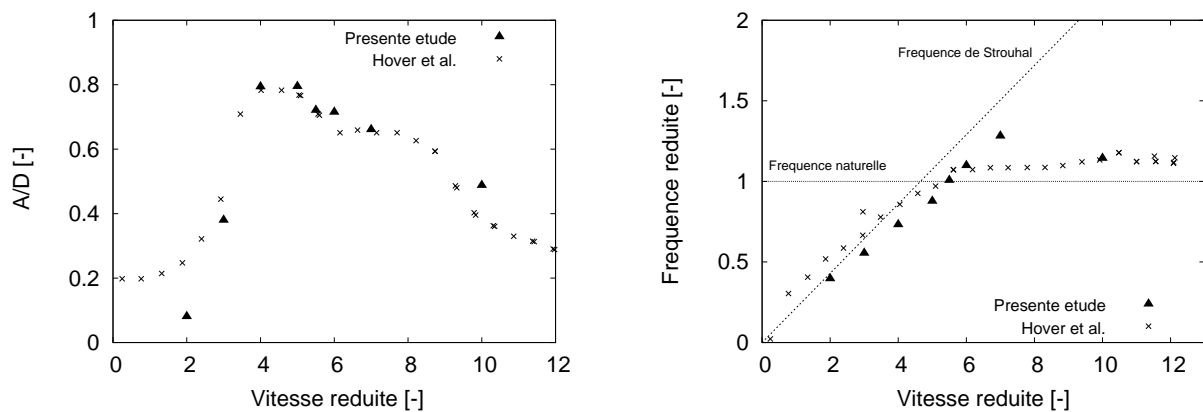


FIG. 1 – Déplacement adimensionné (gauche) et fréquence réduite (droite) à Reynolds 3900 pour une masse réduite $m^* = 1$ et amortissement réduit $m^*\xi = 0.04$ en fonction de la vitesse réduite comparé à des travaux expérimentaux [13]

3.3 Phase entre portance et déplacement

Les différentes branches de réponses ne sont pas seulement caractérisées par les courbes d'amplitude et de fréquence mais aussi par la phase ϕ entre le coefficient de portance et le déplacement, ainsi que par les figures de Lissajou ou portraits de phase qui représentent $C_L(t)$ versus $A^*(t)$ (Figure 2).

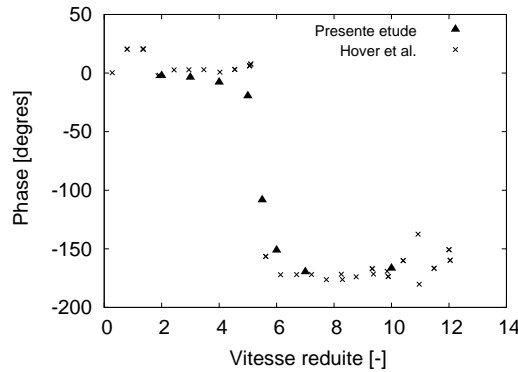


FIG. 2 – Phase entre les fluctuations de la force de portance et le déplacement à Reynolds 3900 pour une masse réduite $m^* = 1$ et amortissement réduit $m^*\xi = 0.04$ en fonction de la vitesse réduite comparé à des travaux expérimentaux [13]

Le déphasage est calculé en utilisant la fonction d'interspectre. Le brusque saut de phase dans la figure 2 est associée à la transition de la branche supérieure vers la branche inférieure. Si la phase ϕ est définie comme la phase entre les fluctuations des forces de portance et le déplacement, alors l'angle de phase dans la branche supérieure est proche de 0° , tandis qu'il atteint -180° dans la branche inférieure. Il est intéressant de noter que l'angle de phase reste proche de 0° lors du changement dynamique entre la branche initiale et la branche supérieure. Les figures de Lissajou indiquent la nature très périodique des oscillations dans la branche inférieure (figure 3 gauche) et le caractère moins stationnaire pour la branche supérieure (figure 3 droite). Dans le dernier cas, illustré par la figure 4 (gauche), la phase change de 180° . Les oscillations vont des petites amplitudes de la branche initiale et repartent via un déphasage de 180° jusqu'aux grandes amplitudes de la branche supérieure. Un switching intermittent apparaît entre les amplitudes et phases des branches supérieures et initiales. Il intervient jusqu'au passage dans la branche inférieure où apparaissent des oscillations périodiques (figure 4 droite) avec le déphasage associé de 180° . Entre les branches initiale et supérieure, un mode de transition distinct de l'intermittence apparaît, il s'agit d'un changement hystérétique. Les portraits de phase (figures 3, 4) peuvent être comparés à ceux tracés dans [1].

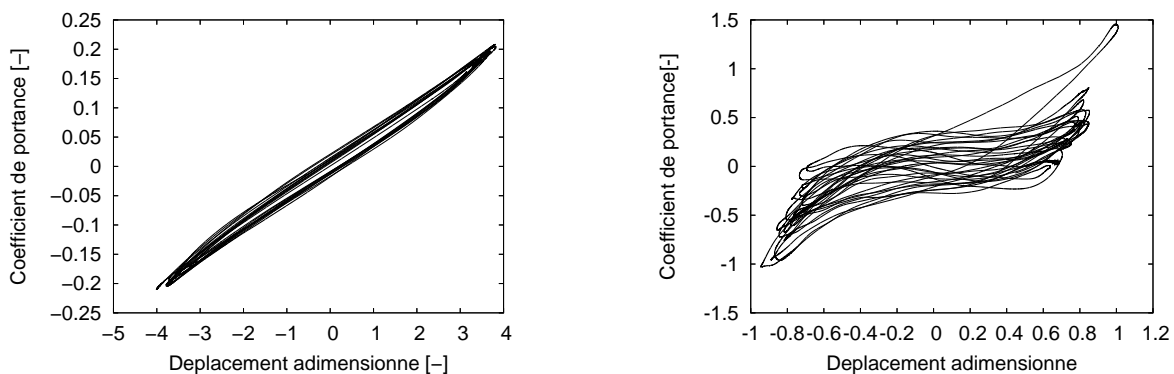


FIG. 3 – Plan de phase pour $U^* = 3$ (gauche) et $U^* = 5$ (droite) pour une masse réduite $m^* = 1$ et amortissement réduit $m^*\xi = 0.04$ en fonction de la vitesse réduite comparé à des travaux expérimentaux [13]

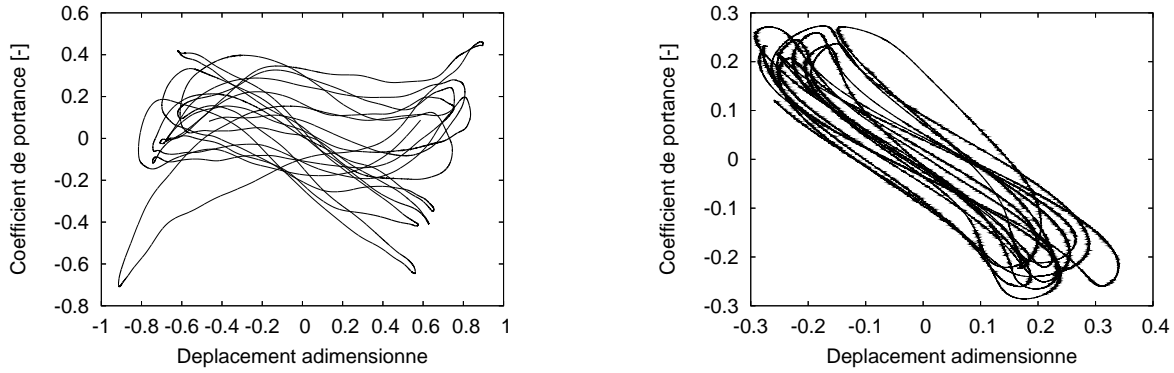


FIG. 4 – Plan de phase pour $U^* = 5.5$ (gauche) et $U^* = 10$ (droite) pour une masse réduite $m^* = 1$ et amortissement réduit ($m^*\xi = 0.04$) en fonction de la vitesse réduite comparé à des travaux expérimentaux [13]

3.3.1 Échanges d'énergie fluide structure

Quand la structure commence à vibrer dans la direction transversale, la force de portance peut se décomposer en un terme de phase avec la vitesse de la structure (C_{lv}) et en un terme en phase avec l'accélération (C_{la}). Les échanges d'énergie sont quantifiés en moyenne au moyen du coefficient de portance en phase avec la vitesse de la structure, défini comme suit :

$$C_{lv} = \frac{\frac{2}{T_s} \int_{T_s} C_y(t) \dot{y}(t) dt}{\sqrt{\frac{2}{T_s} \int_{T_s} \dot{y}^2(t) dt}} \quad (3)$$

avec T_s la période d'échantillonnage. Le coefficient de portance en phase avec l'accélération est défini de la même manière. Le coefficient de portance en phase avec l'accélération (Figure 5 gauche), qui a le signe opposé de la masse ajoutée, est négatif pour les basses vitesses réduites, atteignant une valeur minimum de presque -3 pour les valeurs expérimentales. Une valeur minimum de -1.8 est atteinte pour $U^* = 3$ pour les simulations numériques. Au-delà de cette vitesse réduite, le coefficient C_{la} devient de plus en plus petit, atteignant un maximum local de 0.4 et diminuant finalement jusqu'à zéro.

Sur la base des mesures publiées par Hover et al. (1998), le coefficient de portance en phase avec la vitesse doit être proche de zéro pour des vibrations libres puisque l'amortissement structural est faible. Cette contrainte est généralement respectée. Cependant, les coefficients individuels ne sont pas nuls dans certains régimes (dans la gamme de vitesses réduites $5 < U^* < 6$). Cette gamme contient la fréquence de Strouhal. Les résultats numériques (figure 5 droite) sont assez dispersés mais restent proches de zéro.

4 Conclusions

Des simulations numériques de vibrations d'un cylindre rigide mobile soumis à un écoulement transverse en régime sous-critique pour des paramètres masse-amortissement faibles sont réalisées par Simulation des Grandes Échelles. La branche supérieure de réponse est correctement reproduite. Les vibrations, caractérisées par leur amplitude et leur fréquence, sont comparées à des données expérimentales de référence. Les échanges d'énergie entre les milieux fluide et solide sont quantifiés.

La méthode itérative mise en oeuvre pour la résolution du système couplé fluide structure peut donc être envisagée pour des applications pratiques. Des travaux futurs seront dévolus à la transition entre les branches initiales et supérieures (phénomène d'hystérésis) et à la simulation du comportement vibratoire d'obstacles solides mobiles dans des espaces confinés.

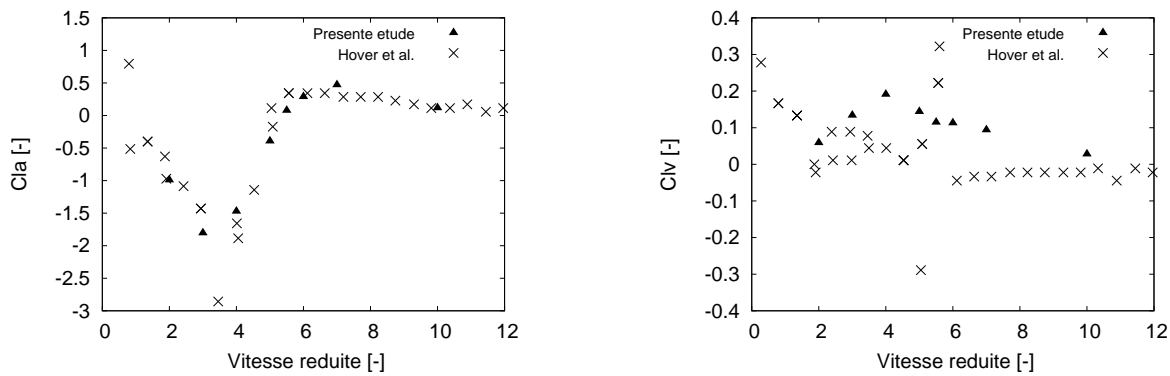


FIG. 5 – Coefficient de portance en phase avec l'accélération (gauche) et la vitesse (droite) pour un rapport de masse $m^* = 1$ et amortissement réduit $m^*\xi = 0.04$ en fonction de la vitesse réduite comparé à des travaux expérimentaux [13]

Références

- [1] A. Khalak and C.H.K. Williamson 1999 Motions, Forces and Mode Transitions in Vortex-Induced Vibrations at Low Mass Damping *Journal of Fluids and Structures* **13** 813-851
- [2] R. Govardhan and C.H.K. Williamson 2000 Modes of Vortex Formation and Frequency Response of a Freely Vibrating cylinder *Journal of Fluid Mechanics* **420** 85-130
- [3] C.H.K. Williamson and R. Govardhan 2004 Vortex-induced vibrations *Annual Review of Fluid Mechanics* **36** 413-455
- [4] Archambeau, F., Méchitoua, N., Sakiz, M. 2004 A finite volume code for the computation of turbulent incompressible flows - industrial applications *International Journal of Finite Volumes* **1**
- [5] M. Lesoinne and C. Farhat 1996 A geometric conservation for flow problems with moving boundaries and deformable meshes, and their impact on aeroelastic computations *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* **134** 71-90
- [6] F. Huvelin 2008 Couplage de codes en interaction fluide-structure et applications aux instabilités fluide-élastiques Université de Lille Thèse
- [7] Moureau, V., Vasilyev, O.V., Angelberger, C., Poinso, T.J. 2004 Commutation errors in LES on moving grids : Application to piston engine flows *Center for Turbulence Research Stanford, Proceedings of the Summer Program*
- [8] E. Longatte and V. Verreman and M.Souli 2009 Time marching for simulation of fluid structure interaction problems *Journal of Fluids and Structures* **25** 95-111
- [9] S. Piperno 1997 Explicit/implicit fluid/structure staggered procedure with a structural predictor and fluid subcycling for 2D inviscid aeroelastic simulations *International Journal of Numerical Methods In Fluids* **25** 1207-1226
- [10] S. Piperno and C. Farhat 2001 Partitionned procedures for the transient solution of coupled aeroelastic problems *Computer Methods in Applied Mechanical and Engineering* **190** 3147-3170
- [11] M. Schaefer and M. Heck and S. Yigit 2007 An Implicit Partitioned Method for the Numerical Method of Fluid-Structure Interaction *In Fluid-Structure Interaction, LNCSE 53 (ed. H.-J. Bungartz and M. Schäfer)* pp. 171-194, Springer
- [12] N. Maman and C. Farhat 1995 Matching fluid and structure meshes for aero-elastic computations : a parallel approach *Computers & Structures* **54(4)** 779-785
- [13] Hover, F.S., Techet, A.H., Triantafyllou, M.S. 1998 Forces on oscillating uniform and tapered cylinders in crossflow *Journal of Fluid Mechanics* **363** 97-114